N° D'ENREGISTREMENT
DU C.N.R.S. A.O. 1113

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

le grade de Docteur ès sciences appliquées

par

QUICHAUD Guy

PREMIÈRE THÈSE : **" Applications à l'électrotechnique des phénomènes magnétoélectriques dans les semi conducteurs. "**

DEUXIÈME THÈSE : **Propositions données par la Faculté.**
" Contribution à l'étude d'un mutateur à rotor fluide. "

Soutenues le 18 juin 1966 devant la Commission d'examen.

JURY

MM. OLMER, *Président.*
COMOLET,
DELCROIX, *Examinateurs.*
BONNEFILLE.

UNIV.
LEIDEN
BIB.
Digitized by the Internet Archive
in 2026
https://archive.org/details/IA41546822_0028

APPLICATIONS A L'ÉLECTROTECHNIQUE DES PHÉNOMÈNES MAGNÉTOÉLECTRIQUES DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

par

G. QUICHAUD

Ingénieur au Laboratoire Central des Industries Electriques

Extrait de la Revue Générale de l'Electricité - Novembre 1966, t. 75, n° 11
R.G.E., 22, rue Galilée - Paris 16e

S.F.E.

DÉMARRAGE
EFFET
HALL
MAGNÉTORÉSISTANCE
MOTEURS
SEMI-CONDUCTEURS

Applications à l'électrotechnique des phénomènes magnétoélectriques dans les semi-conducteurs

G. QUICHAUD (**)

Après avoir rappelé les principaux phénomènes magnétoélectriques dans un semi-conducteur isotrope à grande mobilité (effet Hall classique et en champ électrique tournant, magnétorésistance), on présente deux applications, d'une part, un multipôle à effet Hall, utilisé comme dispositif de démarrage et de réglage de vitesse d'un moteur asynchrone à rotor imprimé, d'autre part, des éléments magnétorésistants remplaçant le collecteur d'un moteur à courant continu.

I. Définition de la magnétorésistance et de l'effet Hall.

La loi de conduction généralement admise [2] (1) pour un matériau semi-conducteur isotrope placé dans un champ d'induction magnétique $\vec{B}$ est la suivante :

$$\vec{J} = \sigma_0 \vec{E} + \sigma_1 \vec{E} \Lambda \vec{B} + \sigma_2 (\vec{E} \Lambda \vec{B}) \Lambda \vec{B} \qquad (1)$$

où $\vec{E}$ et $\vec{J}$ sont respectivement le champ électrique et la densité de courant. Les deux termes qui sont ajoutés à la loi d'Ohm proviennent de l'action de la force de Laplace sur le mouvement des porteurs de charge.

Nous appliquerons cette loi au cas d'une plaquette d'épaisseur d en antimoniure d'indium de type n soumise à une induction $\vec{B}$ uniforme portée par sa normale $\vec{n}$ (fig. 1). Dans ce cas particulier, il est préférable d'écrire la loi de conduction (1) sous la forme :

$$\vec{E} = \rho \vec{J} + R_H \vec{J} \Lambda \vec{B} \qquad (2)$$

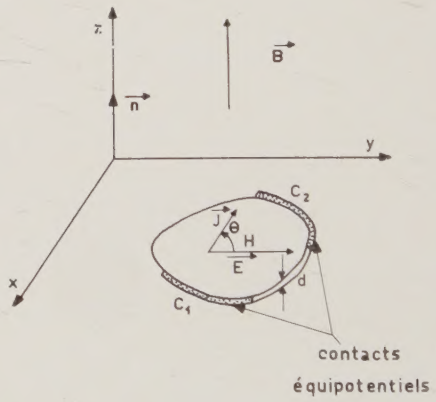


Fig. 1. — Disposition de l'induction magnétique et de la densité de courant.

où $R_H \vec{J} \Lambda \vec{B}$ est le terme d'effet Hall. Ainsi la constante de Hall R_H est pratiquement indépendante de B et la résistivité ρ se met sous la forme approchée :

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha B^2)$$

Le rapport ρ/ρ_0, coefficient de magnétorésistance

(*) Communication présentée à la séance du 26 avril 1966 de la 6e Section de la Société française des Électriciens.
(**) G. Quichaud, Ingénieur au Laboratoire Central des Industries Électriques.
(1) Ce chiffre entre crochets et ceux qui suivent se rapportent à la bibliographie annexée à la fin de cette communication.

physique, est voisin de l'unité. On définit également l'angle de Hall θ_H par la relation :

$$\text{tg } \theta_H = \frac{R_H}{\rho} B$$

où $\frac{R_H}{\rho}$ est la mobilité de Hall μ_H.

Les deux conséquences de la loi de conduction (2) que nous utiliserons sont :

1 - les vecteurs $\vec{J}$ et $\vec{E}$ ne sont pas colinéaires, mais font entre eux l'angle θ_H.
2 - les modules du champ électrique et de la densité de courant sont liés par la relation :

$$|\vec{J}| = \frac{\cos \theta_H}{\rho} |\vec{E}| \qquad (3)$$

Nous avons choisi l'antimoniure d'indium de type n [3] bien que sa mise en œuvre soit parfois délicate car c'est le matériau semi-conducteur présentant la plus grande mobilité à la température ambiante. Afin de pouvoir calculer l'ordre de grandeur des impédances des dispositifs que nous utiliserons, nous donnons les caractéristiques moyennes des échantillons :

$$\rho_0 = 4.10^{-5}\ \Omega.\text{m}$$
$$\mu_H (B = 0) = 7\ \text{m}^2 . \text{V}^{-1} . \text{s}^{-1}$$
$$\rho/\rho_0 (B = 1\ \text{wb. m}^{-2}) = 1{,}2 \text{ à } 1{,}5.$$

Un autre point important à noter est la forte variation de ρ et de R_H avec la température ; en effet, leurs valeurs sont divisées par 2 pour une augmentation de température de 40 °C.

II. Etude du multipôle à effet Hall [1] [4].

A. Permittivité apparente d'un matériau semi-conducteur en champ électrique tournant.

Le champ électrique tournant en un point a pour composantes :

$$E_x = E_0 \cos(\omega t + \varphi)$$
$$E_y = \pm E_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

Soit en notation vectorielle complexe dans le plan $0xy$:

$$\vec{E} = E_x + j E_y = E_0 \exp \pm j(\omega t + \varphi)$$

La loi de conductivité du milieu rappelée en (2) s'écrit avec ces notations :

$$\vec{J} = \sigma \cos \theta_H \exp j\theta_H . \vec{E} \qquad (4)$$

ce qui donne dans notre cas particulier :

$$J_x = \sigma \cos \theta_H . E_0 \cos(\omega t + \varphi \pm \theta_H)$$
$$J_y = \pm \sigma \cos \theta_H . E_0 \sin(\omega t + \varphi \pm \theta_H)$$

Les quatre vecteurs du diagramme de Fresnel $\overline{J_x}$, $\overline{J_y}$, $\overline{E_x}$, $\overline{E_y}$ sont donc liés par les relations :

$$\overline{J_x} = \sigma \cos \theta_H \exp \pm j\theta_H . \overline{E_x}$$
$$\overline{J_y} = \sigma \cos \theta_H \exp \pm j\theta_H . \overline{E_y} \qquad (5)$$

qui sont identiques à celles que l'on écrit dans un milieu diélectrique pour l'ensemble des courants de conduction et de déplacement :

$$\overline{J_x} = (\gamma + j\omega\varepsilon) \overline{E_x}$$
$$\overline{J_y} = (\gamma + j\omega\varepsilon) \overline{E_y} \qquad (6)$$

où γ est la conductivité du diélectrique imparfait.

Ainsi en comparant (5) et (6) on peut introduire l'angle de pertes :

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \theta_H \qquad (7)$$

et la permittivité apparente en champ électrique tournant du matériau semi-conducteur :

$$\varepsilon = \pm \frac{\sigma \cos \theta_H . \sin \theta_H}{\omega} \qquad (8)$$

Il est fondamental de noter que cette permittivité ε change de signe avec ω ; donc le milieu semi-conducteur aura un comportement inductif ou capacitif selon le sens de rotation du champ électrique tournant. Une conséquence de ceci est que les impédances que l'on peut définir dans ce milieu ne satisfont pas toujours au théorème de Foster ; en particulier elles ne vérifient pas la relation :

$$\overline{Z}(\omega) = \overline{Z}^*(-\omega) \qquad (9)$$

Si l'on calcule au moyen de (8) la permittivité relative $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ on trouve pour de l'antimoniure d'indium placé dans une induction magnétique de 1 T :

$$\varepsilon_r = \pm \frac{4 . 10^{14}}{\omega}$$

valeur très importante.

D'autre part, comme dans tout milieu réactif, on peut définir une puissance réactive Q dont l'expression est :

$$Q = \pm \rho J^2 \text{ tg } \theta_H \qquad (10)$$

Cette puissance réactive est limitée par la dissipation par effet Joule alors que, dans un milieu diélectrique ordinaire, c'est le champ disruptif qui la limite.

Notons enfin que l'on connaît déjà, en électrotechnique, des impédances ne vérifiant pas la relation (9). Par exemple, l'impédance cyclique de l'induit à collecteur tournant à la vitesse angulaire constante ω' dans son propre champ s'écrit :

$$\overline{Z}(\omega) = R + jL\omega - jK\omega' \qquad (11)$$

Nous allons voir qu'elle est très analogue à celle du multipôle à effet Hall.

B. Impédance cyclique d'un multipôle a effet Hall.

Nous appellerons multipôle semi-conducteur un disque circulaire de rayon R_0 (fig. 2) muni de N contacts identiques alimentés par un système polyphasé à N phases d'ordre p. Le potentiel sur le $n^{\text{ième}}$ contact C_n dont l'axe est défini par l'angle $\theta_n = (n - 1) \frac{2\pi}{N}$ s'écrit alors :

$$\overline{V_n} = \overline{V_0} \exp j(\omega t + p\theta_n).$$

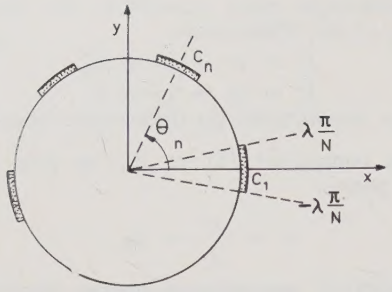


Fig. 2. — Paramètres définissant un multipôle.

Soit $Z_\lambda(p) \exp j\varphi_\lambda$ cette impédance (λ caractérisant la largeur des contacts). Sa mesure sur un disque d'antimoniure d'indium d'épaisseur 1 mm placé dans une induction magnétique uniforme de 1 T et portant 18 contacts de largeur angulaire 10° ($\lambda = 0{,}5$) donne les résultats portés sur la figure 3. Ainsi la forme particulière de la permittivité apparente du milieu semiconducteur en champ électrique tournant fait que l'argument de l'impédance cyclique du disque change de signe avec l'inversion du sens de rotation du système polyphasé. Nous avons établi [6] une expression théorique de cette impédance :

$$\overline{Z}_{0,5} = \frac{\rho}{2\,d\,\cos\theta_H \sin p\,\pi/N} \exp j\left(1 - \frac{2p}{N}\right)\theta_H \qquad (12)$$

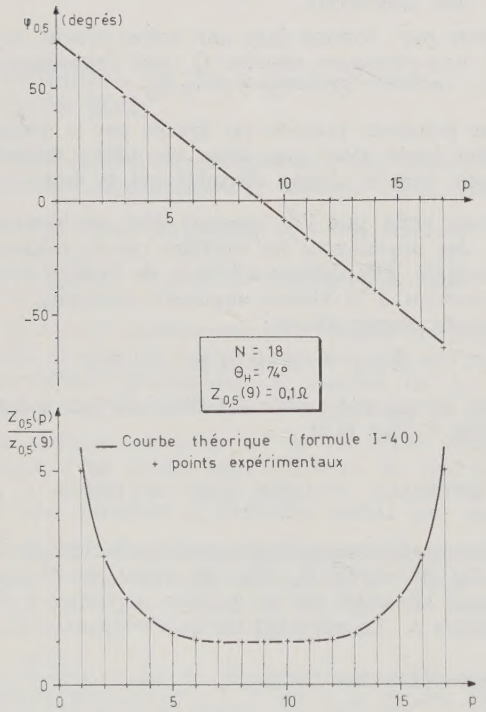


Fig. 3. — Impédance cyclique d'un multipôle en fonction de l'ordre de succession des phases.

D'autre part, en annexe, nous établissons une relation générale qui existe entre les admittances complexes $\overline{Y}_\lambda{}^+$ et $\overline{Y}_{1-\lambda}$ de deux multipôles complémentaires (deux disques munis du même nombre de contacts N, placés dans deux champs d'induction égaux et opposés et dont les positions des zones de contact et d'intercontacts sont permetuées) soit :

$$\overline{Y}_\lambda{}^+ \,.\, \overline{Y}_{1-\lambda} = 4\,\frac{d^2}{\rho^2}\cos^2\theta_H \sin^2 p\,\pi/N \qquad (13)$$

Cette relation conduit à une variation particulière de Z_λ et de φ_λ en fonction de la largeur du contact comme le montre la figure 4. En particulier on a :

$$\varphi_\lambda = \varphi_{1-\lambda} \qquad (14)$$

Nous verrons, dans la suite, que ce multipôle non réciproque peut être utilisé comme dispositif de démarrage et de réglage de vitesse dans un moteur d'induction monophasé à rotor imprimé.

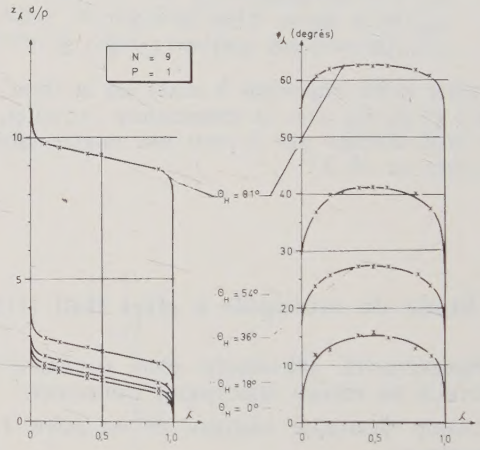


Fig. 4. — Impédance cyclique d'un multipôle en fonction de la largeur des contacts.

III. Magnétorésistance de Hall.

A. Semi-conducteurs homogènes.

La relation

$$|\vec{J}| = \frac{\cos\theta_H}{\rho}\,|\vec{E}|$$

montre que dans un dispositif où $|\vec{E}|$ est imposé (par des conditions aux limites sur le potentiel par exemple) $|\vec{J}|$ peut devenir très faible si l'angle de Hall est voisin de $\pi/2$. C'est effectivement le cas lorsqu'on a les deux

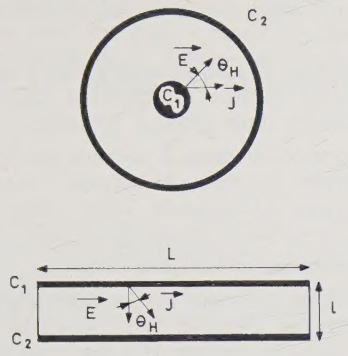


Fig. 5. — Géométries à grand coefficient de magnétorésistance.

géométries de la figure 5, si $\frac{l}{L} = K$ est suffisamment faible.

Le cas des deux contacts concentriques est appelé géométrie de Corbino. Si r et R sont les résistances de ces éléments mesurées entre les deux contacts C_1 et C_2 hors du champ magnétique et dans le champ, on a :

$$\frac{R}{r} = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{1}{\cos^2 \theta_H} \tag{15}$$

On peut également interpréter cette augmentation de résistance dans le champ magnétique par un allongement des lignes de courant, comme on peut le voir sur la figure 6.

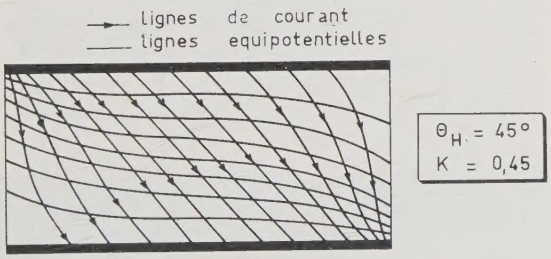


Fig. 6. — Lignes de courant et équipotentielles dans le cas d'une conduction avec effet Hall.

D'une façon plus générale, considérons une plaquette semi-conductrice portant deux contacts (fig. 1). Si K est son facteur de résistance géométrique, la résistance mesurée entre C_1 et C_2 ($B = 0$) s'écrit :

$$r = \frac{\rho_0}{d} K. \tag{16}$$

et comme précédemment le facteur de magnétorésistance se met sous la forme générale

$$\frac{R}{r} = \frac{\rho}{\rho_0} G(K, \theta_H) \tag{17}$$

Lorsque K est faible, on a pour expression du facteur de magnétorésistance de Hall [7] :

$$G(K, \theta_H) = \frac{1 + \mathrm{tg}^2 \theta_H}{1 + K \Delta} \tag{18}$$

où $\Delta \approx \mathrm{tg}\ \theta_H - 0{,}8$

Si $K = 0$ on retrouve bien le cas particulier des géométries de la figure 5, soit

$$G(0, \theta_H) = 1/\cos^2 \theta_H.$$

Ainsi, dans une induction magnétique de 1 T, on peut atteindre des facteurs de magnétorésistance de l'ordre de 40, à la température ambiante pour de l'antimoniure d'indium de type n.

B. Alliages semi-conducteurs a deux phases.

On est parvenu tout récemment [8] à faire cristalliser des aiguilles conductrices d'antimoniure de nickel dans de l'antimoniure d'indium. A cet effet, on réalise une fusion de zone de InSb contenant une proportion pondérale de 1,8 % de NiSb. Il se forme alors un eutectique et NiSb précipite sous forme de fines aiguilles (1 µm de diamètre et 50 µm de longueur) dont les axes sont parallèles au gradient de température. Cet eutectique a une structure très proche de celle que l'on réalise en mettant en série des éléments magnétorésistants de forme parallélépipédique avec un facteur géométrique K faible (fig. 7).

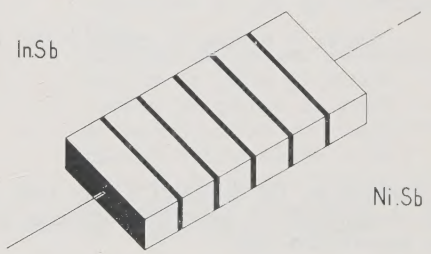


Fig. 7. — Structure de l'eutectique InSb - NiSb.

Les propriétés électriques de ce matériau se caractérisent par la présence d'anisotropies importantes. En particulier, la résistivité est fonction de l'angle entre le champ magnétique et le courant, ainsi que de l'orientation du champ magnétique par rapport aux aiguilles. La valeur maximale atteinte lorsque ces trois directions forment un trièdre trirectangle est approximativement

$$\rho_M = \frac{R_H^2 B^2}{\rho}$$

où R_H et ρ sont la constante de Hall et la résistivité de InSb. Quant à la constante de Hall globale de ce matériau, elle est faible, ce qui entraîne $G(K, \theta_H)$ voisin de l'unité.

Ainsi, pour une induction de 1 T, la valeur maximale du coefficient de magnétorésistance que l'on ait obtenue est :

$$\frac{R}{r} \approx \frac{\rho_M}{\rho_0} = 19.$$

IV. Application au moteur asynchrone monophasé à effet Hall et à rotor imprimé (2).

A. Principe [1].

Le moteur monophasé à effet Hall dont la figure 8 donne le schéma de principe est un moteur d'induction dans lequel l'induit polyphasé est fermé sur un multipôle semi-conducteur D placé dans une induction magnétique continue $\vec{B}$. Ce dispositif à effet Hall confère au moteur monophasé des propriétés spéciales dont les deux plus importantes sont :

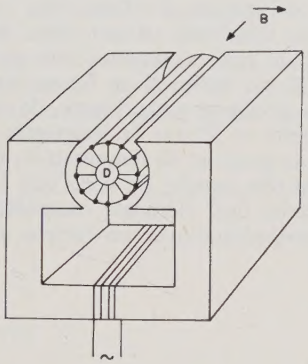


Fig. 8. — Schéma de principe du moteur à effet Hall.

1 - l'existence d'un couple au démarrage changeant de sens avec celui de $\vec{B}$.

2 - l'amélioration du couple maximal du moteur.

Ces propriétés ont déjà été justifiées et mises en évidence [5] [9] et deux prototypes ont été construits. Dans un premier, peu industriel, la liaison entre le disque semi-conducteur et le bobinage induit était réalisée par l'intermédiaire de contacts glissants. Dans le second, à alimentation monophasée rotorique, la liaison entre induit et semi-conducteur ne nécessitait pas de contacts glissants, mais le multipôle à effet Hall était placé dans un électroaimant, ce qui augmentait l'encombrement du moteur.

Aussi avons nous construit un troisième prototype plus industriel :

1 - en utilisant la technique des rotors imprimés [10], ce qui a permis l'intégration du disque semi-conducteur dans l'induit tournant,

2 - en incorporant dans le moteur les bobines créant le champ magnétique continu, ce qui a rendu l'ensemble du dispositif plus compact.

B. Description du moteur.

La figure 9 donne une coupe du moteur. Le bobinage inducteur est placé dans les encoches radiales de deux stators en tôles roulées (4). Le rotor est un disque imprimé (20) de faible épaisseur dont les différentes phases sont raccordées au centre à un disque d'antimoniure d'indium placé dans une induction magnétique continue d'amplitude commandée par deux bobines d'excitation (15).

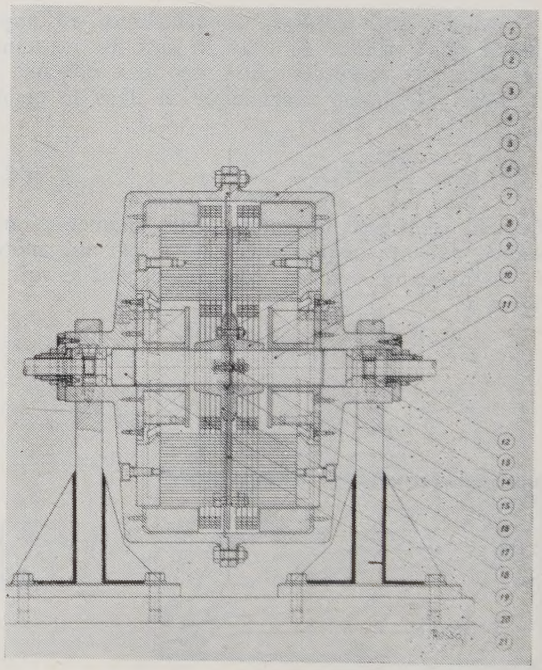


Fig. 9. — Coupe du moteur à rotor imprimé.

Chaque stator est constitué par un ruban de tôle magnétique à faibles pertes (1 W/kg) dans lequel on poinçonne les encoches et qui est ensuite enroulé. Ce mode de fabrication évite au maximum les courts-circuits entre tôles.

Le rotor imprimé a été fabriqué par la Société d'Electronique et d'Automatisme (3) selon une techni-

(2) Etude effectuée dans le cadre d'un contrat avec la Direction des Recherches et Moyens d'Essais du Ministère des Armées.

(3) Nous remercions M. Henry Baudot, Chef de Service à la S.E.A. pour ses conseils lors de la réalisation du projet du rotor.

que mise au point pour la réalisation de ses moteurs de servomécanismes du type « Servalco ». La figure 10 représente un dessin de ce rotor. Les languettes numérotées 1 à 18 sont réunies aux 18 soudures du disque semi-conducteur.

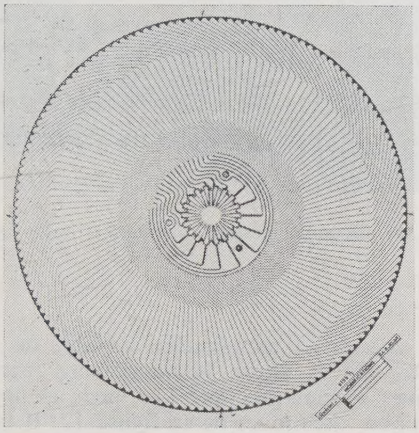


Fig. 10. — Dessin du rotor imprimé. (Diamètre extérieur : 234 mm.)

Ce disque semi-conducteur est enrobé dans une résine époxy (araldite chargée de poudre d'aluminium) ce qui lui donne une bonne solidité mécanique, tout en conservant un bon coefficient de dissipation thermique. Le contact entre ce dispositif et l'arbre (19) est assuré par une graisse silicone. La résistance thermique totale est ainsi de l'ordre de 4 °C . W^{-1} ce qui permet d'évacuer 20 à 30 watts en régime permanent.

La photographie de la figure 11 montre les trois parties de ce moteur.

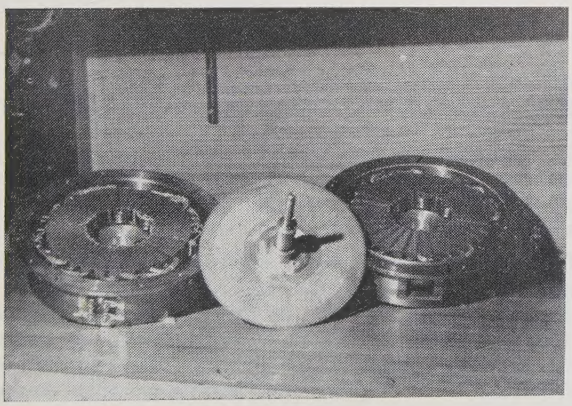


Fig. 11. — Vue des 3 parties du moteur à rotor imprimé à effet Hall.

C. Equations électriques et mécaniques du moteur.

Les équations du moteur [1], établies par application de la méthode des composantes symétriques, ont la forme suivante :

$$\bar{U} = (R + j\omega L)\,\bar{I} + j q \omega M \bar{I}_{2d} + j q \omega M \bar{I}_{2i}$$
$$- j g \omega M \bar{I} = (R_2 + j g \omega L_2 - j X)\,\bar{I}_{2d}$$
$$- j (2 - g) \omega M \bar{I} = [R_2 + j (2 - g) \omega L_2 + j X]\,\bar{I}_{2i} \quad (19)$$

La première équation est relative à l'inducteur, stator du moteur, les deux autres à une phase du schéma équivalent en étoile de l'induit.

Les notations utilisées sont les suivantes :

$\bar{U}$	tension monophasée d'alimentation du moteur,
$\bar{I}$	intensité du courant d'alimentation,
$\bar{I}_{2d}$	composante directe du courant d'induit,
$\bar{I}_{2i}$	composante inverse du courant d'induit.
M	coefficient de mutuelle inductance entre l'inducteur et l'induit,
$r_2 + j L_2 \omega$	impédance cyclique du bobinage imprimé,
$r_D + j X$	impédance cyclique du disque semi-conducteur,
$R_2 = r_2 + r_D$	résistance totale d'une phase de l'induit,
$R + j L \omega$	impédance propre du bobinage inducteur,
$\omega = 2 \pi f$	pulsation du courant d'alimentation,
$2 p' = 8$	nombre de pôles du moteur,
$q = 18$	nombre de phases du rotor,
g	glissement, défini par rapport à la vitesse de synchronisme ω/p',
I_c	intensité du courant continu de réglage de l'induction magnétique B appliquée au disque semi-conducteur.

D'autre part, l'expression du couple électromagnétique :

$$C = \frac{p'}{\omega}\left(\frac{q R_2 I^2_{2d}}{g} - \frac{q R_2 I^2_{2i}}{2 - g}\right)$$

s'écrit d'après (19) :

$$C = p'\left[\frac{\alpha g}{1 + \alpha^2 (g - g_0)^2} - \frac{\alpha (2 - g)}{1 + \alpha^2 [(2 - g) + g_0]^2}\right] W_m \quad (20)$$

avec :

$$g_0 = \frac{X}{L_2\ \omega}$$

$$\alpha = \frac{L_2\ \omega}{R_2}$$

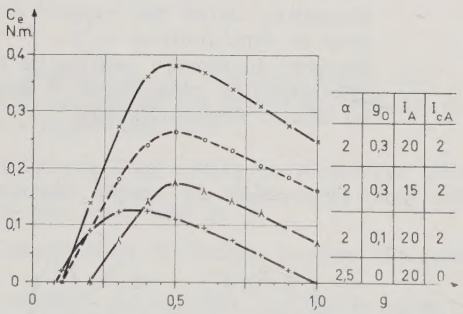
$W_m = \frac{1}{2} L\ (1 - \sigma)\ I^2$ énergie magnétique propre du bobinage inducteur correspondant au flux utile du moteur.

$\sigma = 1 - \frac{2\ q\ M^2}{L\ L_2}$ coefficient de dispersion.

La dissymétrie apportée par g_0 dans la formule (20) amène une augmentation du maximum du couple du moteur monophasé ainsi qu'un couple au démarrage. Ceci a déjà été montré antérieurement [1].

Comparé à un moteur d'induction classique le moteur d'induction à rotor imprimé possède une énergie magnétique W_m et un coefficient α de surtension faibles. Ceci est une conséquence du grand entrefer du moteur. Ainsi $\alpha = 2$ à 400 Hz alors qu'il vaut déjà 20 à 50 Hz dans un rotor classique. Le moteur à rotor imprimé aura donc une faible puissance spécifique et devra être alimenté à une fréquence supérieure à 50 Hz. Nous avons choisi 400 Hz, ce qui dans le cas de notre moteur à 8 pôles conduit à une vitesse de synchronisme de 6 000 tr/mn.

La figure 12 donne le couple théorique C_e du moteur calculé au moyen de la formule (20) et pour les valeurs indiquées des différents paramètres. Pour un courant absorbé de 20 A on a $W_m = 0{,}12$ joule ; le coefficient de dispersion est alors égal à 0,5. Le rotor imprimé devrait pourtant diminuer les fuites magnétiques, mais à condition de l'associer à un stator également imprimé.



α	g_0	I_A	I_{cA}
2	0,3	20	2
2	0,3	15	2
2	0,1	20	2
2,5	0	20	0

Fig. 12. — Couple électromagnétique en fonction du glissement.

D. Essais.

La figure 13 représente une photographie du montage d'essai. Le moteur alimenté à 400 Hz est accouplé, par l'intermédiaire d'une barre de torsion étalonnée, à un frein à courants de Foucault. Le couple se déduit de la mesure de la torsion de la barre au moyen de deux détecteurs photoélectriques. L'ensemble est mis

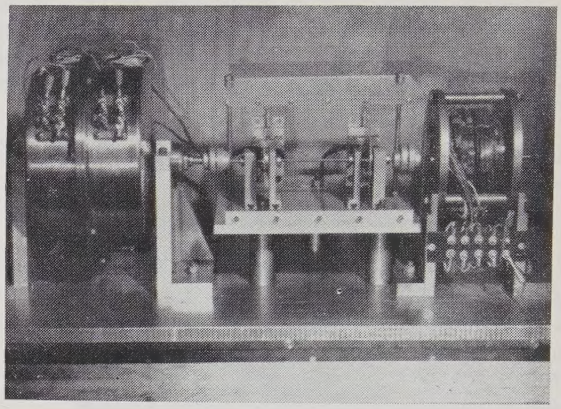


Fig. 13. — Montage d'essai du moteur à rotor imprimé.

dans une enceinte à température variable de — 50 °C à + 50 °C. Sur la figure 14 nous avons tracé les caractéristiques mécaniques que l'on peut comparer aux caractéristiques théoriques de la figure 12. Il faut noter que la température influe beaucoup sur le couple par l'intermédiaire du paramètre $\alpha\ g_0 = \frac{X}{R_2}$.

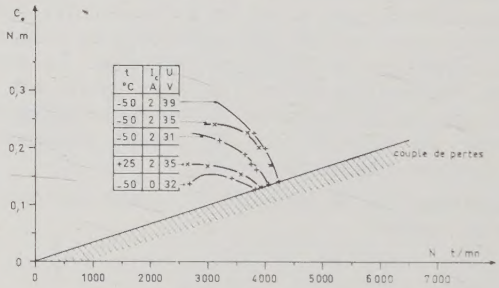


Fig. 14. — Caractéristiques mécaniques du moteur à rotor imprimé.

E. Conclusion.

La comparaison du couple théorique et du couple mesuré montre que la théorie du moteur monophasé à effet Hall précédemment établie [1] par R. Bonnefille s'applique très bien au moteur à rotor imprimé.

L'analogie que nous avons déjà notée entre les impédances du multipôle à effet Hall et celle de l'induit à collecteur conduit à faire un rapprochement entre le moteur à effet Hall et le moteur à induction à excitatrice de compensation. Rappelons que, dans ce dernier, l'enroulement d'induit est relié aux balais d'un induit polyphasé à collecteur entraîné à vitesse constante ; ce dispositif amène, comme le disque semi-conducteur, une augmentation du couple de la machine à induction.

Dans le moteur à effet Hall à rotor imprimé, c'est la grande épaisseur de l'entrefer qui limite ses performances. Aussi serait-il important d'augmenter le coefficient de surtension α du rotor imprimé. A cet effet, on pourrait envisager de diminuer la résistance du circuit imprimé en supprimant les développantes et l'isolant du circuit. Mais, comme on peut le voir sur la figure 15, ce sont alors les courants de Foucault qui limitent α. Sur cette figure la courbe théorique (1), calculée au moyen de la formule (36) (Annexe II) dans le cas particulier où $m = 4$ et $a = 2{,}5$ mm, est comparée aux points expérimentaux mesurés sur le circuit que nous avons utilisé. La courbe théorique (2) est relative au même circuit sans développantes ($m = 0$). Le coefficient de surtension est ainsi malgré tout limité à 10.

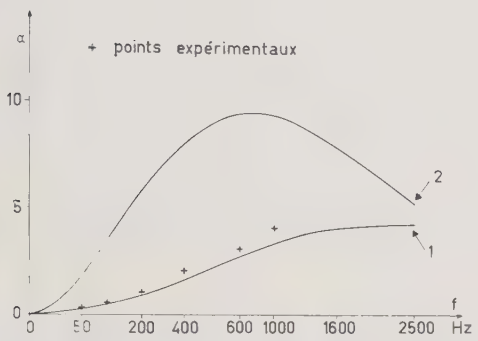


Fig. 15. — Influence des courants de Foucault sur le coefficient de surtension d'un circuit rotorique imprimé.

V. Application au moteur à courant continu sans collecteur.

A. Généralités.

Les avantages d'un fort couple de démarrage et d'une vitesse aisément réglable, propres aux moteurs hétéropolaires classiques à courant continu, s'estompent, dans certaines circonstances, devant les inconvénients inhérents au fonctionnement des contacts glissants dont ils sont tributaires : d'une part, les étincelles de commutation sont des sources privilégiées de parasites radioélectriques ; d'autre part, le comportement désastreux, à haute altitude, des dispositifs de contacts solides proscrit formellement l'emploi de ces moteurs dans les engins spatiaux ; enfin la chute de tension aux balais est beaucoup trop importante pour permettre une adaptation facile aux nouvelles sources d'énergie (convertisseurs thermoélectriques et thermoioniques, piles solaires et piles à combustibles) produisant, sous de faibles tensions, des courants continus très intenses.

Aussi a-t-on fait de nombreux essais de moteurs à courant continu sans collecteur dont le principe est indiqué sur la figure 16. Les dispositifs de commutation le plus souvent employés sont des transistors [11] [12] ou des thyratrons solides [13] [14]. Les détecteurs de position sont, eux, plus variés :

— Détecteurs optiques à cellules photoélectriques [11] à photodiodes ou à phototransistors [14].

— Détecteurs magnétiques à transformateurs saturables [13], à réluctance variable [15] ou à générateurs de Hall [12] [16].

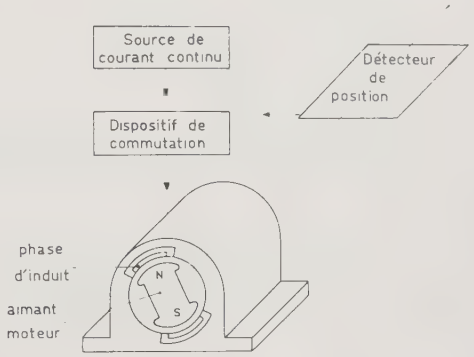


Fig. 16. — Schéma de principe des moteurs à courant continu sans collecteur.

Les moteurs à onduleurs à thyratrons solides permettent la construction d'unités de grosse puissance, mais ils ne sont pas toujours très simples et leur rendement n'est pas toujours très bon car le problème de l'extinction des thyratrons ne semble pas encore avoir reçu une solution entièrement satisfaisante. Quant aux moteurs à transistors ils ne peuvent permettre que des puissances beaucoup plus réduites et la fragilité des transistors soumis à des surtensions accidentelles diminue fortement leur fiabilité.

Le schéma de principe du moteur que nous proposons est un peu plus simple que celui de la figure 16, car le dispositif de commutation à magnétorésistance joue également le rôle de détecteur de position (avec des générateurs de Hall on a déjà essayé, sans succès [17], de faire jouer ce double rôle au même dispositif).

B. Principes des moteurs sans collecteur a magnétorésistance.

1. *Choix du dispositif de commutation de rendement optimal.* — Un moteur à courant continu sans collecteur est un moteur classique dont l'inducteur (rotor) est constitué par un aimant permanent A. Le stator est un induit à collecteur dont les q lames sont reliées à la source d'alimentation par l'intermédiaire d'éléments magnétorésistants. Ceci est schématisé sur la figure 17. Grâce à l'aimant de commutation B, l'induit est alimenté

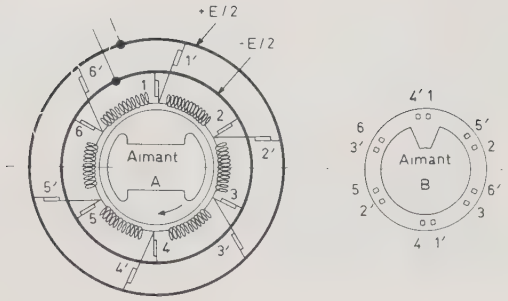


Fig. 17. — Schéma de principe des moteurs à commutation par éléments magnétorésistants.

successivement par les éléments magnétorésistants 1-4', 2-5' ... qui sont hors du champ.

Un calcul simple du rendement de ce moteur, dans lequel on néglige l'impédance des enroulements devant celle des éléments magnétorésistants, montre qu'il est maximal si $q = 2$.

Le montage en polygone des phases de l'induit de la figure 17 ne présente donc pas d'intérêt lorsque l'on doit tenir compte du rendement des éléments de commutation. Aussi est-il préférable d'utiliser des montages monophasés analogues à celui de la figure 18.

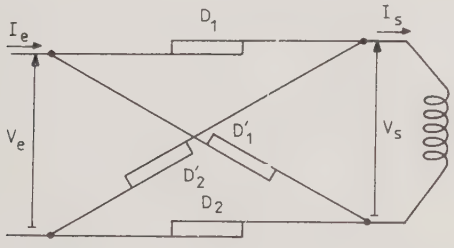


Fig. 18. — Schéma du quadripôle inverseur.

2. *Formule théorique du rendement de l'inverseur à magnétorésistance* [18] [19]. — Le dispositif de commutation de la figure 18 apparaît ainsi comme un inverseur à magnétorésistance dans lequel le champ d'induction est appliqué successivement sur les éléments D'_1 et D'_2 puis sur D_1, D_2. Soient V_e, W_e, V_s, W_s les tensions et les puissances à l'entrée et à la sortie du quadripôle inverseur. Posons

$$X = \frac{V_s}{V_e} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{R - r}{R + r} \tag{21}$$

Le rendement η_1 du quadripôle est alors donné par :

$$\eta_1 = \frac{W_s}{W_e} = X \cdot \frac{\beta - X}{1 - \beta X} \tag{22}$$

et sa valeur maximale $\eta_m = X_m^2$ est atteinte pour :

$$X = X_m = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \tag{23}$$

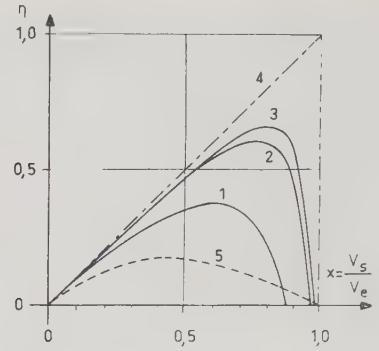


Fig. 19. — Courbes de rendement.

Courbes	B (T)	$\frac{R}{r}$	β	η_m
1	0,5	17	0,888	0,3[illegible]
2	1	65	0,969	0,60
3	1,5	97	0,979	0,66
4	∞	∞	1	1
5	Rendement limite ($\mu B = \infty$) du générateur de Hall			

c'est-à-dire lorsque la résistance de charge est l'impédance itérative $R_i = \sqrt{R r}$.

Les courbes de rendement $\eta_1 (X)$ sont représentées sur la figure 19 dans le cas d'un disque de Corbino d'antimoniure d'indium, de mobilité $\mu_0 = 8\ m^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ et dénué de magnétorésistance physique. Nous avons ajouté sur cette figure la courbe du rendement limite du générateur de Hall qui fait ainsi apparaître la supériorité du dispositif à magnétorésistance comme élément de commutation. La courbe de la figure 20 représente η_m en fonction de R/r.

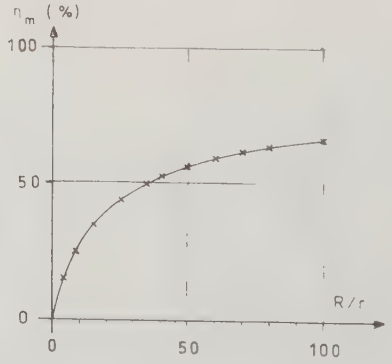


Fig. 20. — Rendement maximal en fonction du coefficient de magnétorésistance.

C. Description d'un moteur a magnétorésistance.

L'inverseur précédent est utilisé pour alimenter le moteur à induit fixe de la figure 21. Sur le même arbre sont calés l'aimant permanent de commutation B bipolaire et l'aimant permanent moteur A qui est tétrapolaire. L'aimant B tourne à l'intérieur d'une carcasse magnétique S_1 à la périphérie de laquelle sont logés quatre éléments semi-conducteurs homogènes rectangulaires identiques à ceux de la figure 5 où l'on a $\frac{L}{l} = 5$. L'inverseur qu'ils constituent alimente l'enroulement d'induit E du moteur.

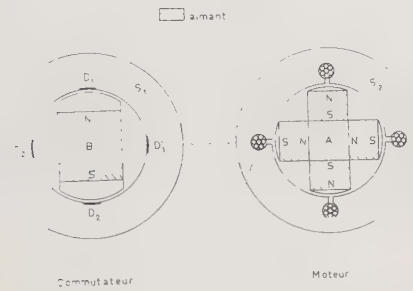


Fig. 21. — Moteur à courant continu sans collecteur.

Pour mieux utiliser la surface périphérique des stators nous avons disposé quatre inverseurs associés à quatre enroulements identiques à E, inverseurs et enroulements étant successivement décalés de $\pi/8$. Les quatre inverseurs sont alimentés en série par un courant continu.

D. Théorie simplifiée et essais du moteur.

Chaque inverseur est chargé sur la force contre-électromotrice e_0 de l'enroulement E :

$$e_0 = k(\theta)\ \Omega'$$

où Ω' est la pulsation de rotation du rotor et θ la position angulaire de ce rotor.

Dans la position θ, l'équation électrique de l'inverseur s'écrit :

$$V_s = f(\theta)\ I_e - r(\theta)\ I_s \qquad (24)$$

L'équation électrique du moteur alimenté en courant continu s'écrit donc :

$$f(\theta)\ I_e - r(\theta)\ I_s = K(\theta)\ \Omega'$$

On néglige l'inductance propre de l'enroulement d'induit, ce qui est justifié pour un moteur dont le rotor est en aimant Ticonal de faible perméabilité.

Les expressions du courant et du couple instantanés par phase sont donc :

$$I_s = \frac{f(\theta)\ I_e - K(\theta)\ \Omega'}{r(\theta)}$$

$$c = \frac{K(\theta)\ [f(\theta)\ I_e - K(\theta)\ \Omega']}{r(\theta)}$$

Le couple moyen s'écrit :

$$<c> = <\frac{K(\theta)\ .\ f(\theta)}{r(\theta)}> I_e - <\frac{K^2(\theta)}{r(\theta)}> \Omega' \qquad (25)$$

où le signe $< >$ représente une moyenne prise sur une rotation complète. Le deuxième terme de cette relation représente la diminution du couple en fonction de Ω', alors qu'un positionnement convenable des deux rotors assure une valeur moyenne non nulle au premier terme.

Nous avons vérifié la loi linéaire de décroissance du couple moyen en fonction de la vitesse de rotation. Les résultats obtenus portés sur la figure 22 correspondent à une valeur de l'induction de commutation égale à 0,7 T. L'induction dans l'entrefer moteur varie de 0,2 à 0,7 T. Le courant I_e absorbé par le moteur est de 5 A pour une tension moyenne de 3 V.

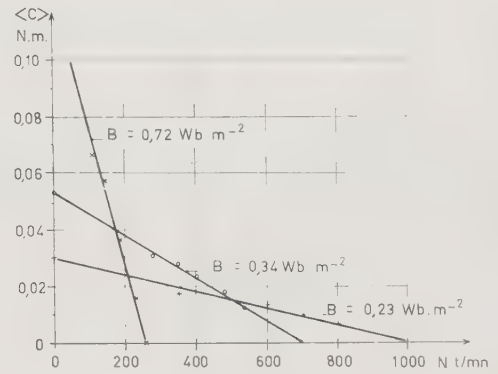


Fig. 22. — Caractéristiques mécaniques du moteur sans collecteur.

Cette étude a été complétée par les relevés oscillographiques du courant I_s et de la tension V_s relatifs à une phase (fig. 23). On notera la valeur moyenne non nulle du produit $V_s I_s$. Les pointes de courant se pro-

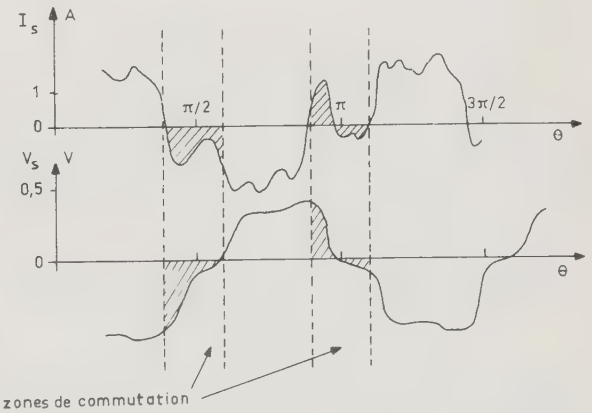


Fig. 23. — Oscillogrammes de la tension et du courant dans un enroulement.

duisant juste avant la commutation sont dues au fait que l'aimant moteur a un angle d'ouverture légèrement plus grand que l'aimant de commutation, ce qui entraîne, pendant un court instant, un fonctionnement en génératrice ; cet effet parasite peut facilement être supprimé.

E. Conclusion.

Nous avons montré que des éléments magnétorésistants peuvent assurer la commutation des moteurs à courant continu sans collecteur de faible puissance.

L'avantage de cette solution, comparée aux montages existants utilisant des transistors ou des thyristors, réside essentiellement dans la simplicité de sa mise en œuvre.

Il semble, d'autre part, que l'utilisation de l'eutectique semi-conducteur Ni Sb - In Sb doit permettre d'améliorer nettement la puissance et le rendement du moteur à magnétorésistance [4].

Nous tenons enfin à remercier M. Bonnefille qui a dirigé ce travail, ainsi que MM. Chantereau et Colombeau pour leur précieuse collaboration technique.

Annexe I

Relations entre les admittances cycliques de deux multipôles complémentaires

La figure 24 représente deux multipôles complémentaires. Comme nous l'avons déjà indiqué, on passe de l'un à l'autre en changeant le sens du champ magnétique et en permutant le rôle des contacts et des inter-contacts.

Les courants et tensions relatifs au n^{ieme} contact du disque (1) de la figure 24 sont :

$$\left| \begin{array}{l} \bar{i}_n = \bar{I}_0 \exp j\,(n-1)\,p\,\dfrac{2\pi}{N} \\ \bar{u}_n = \bar{V}_0 \exp j\,(n-1)\,p\,\dfrac{2\pi}{N} \end{array} \right. \qquad (26)$$

On sait [1] que le potentiel u dans le disque satisfait à l'équation de Laplace, les conditions aux limites étant, en désignant par $\dfrac{\partial u}{\partial n}$ et $\dfrac{\partial u}{\partial s}$ les dérivées normales et tangentielles de u :

$$u = u_n \quad \text{sur le contact } C_n,$$

$$\frac{\partial u}{\partial n} \cos \theta_H - \frac{\partial u}{\partial s} \sin \theta_H = 0$$

sur l'inter-contact D_n.

Soit $\vec{U}$ la fonction « potentiel complexe » et $\vec{\psi}$ la fonction « flux de courant complexe associée » [4]. Ces deux fonctions sont liées par la relation :

$$\vec{\psi} = \sigma \cos \theta_H \vec{U} \exp - j\,\theta_H \qquad (27)$$

et nous avons donc :

$$u = R_e \vec{U}$$

D'autre part, nous posons : $\psi = I_m \vec{\psi}$

où R_e et I_m désignent les parties réelles et imaginaires d'un nombre complexe.

Le vecteur densité de courant s'écrit :

$$\vec{J} = J_X + j J_Y = - \sigma \left(\frac{d \vec{\psi}}{d z} \right)^*$$

où : $z = X + j Y$

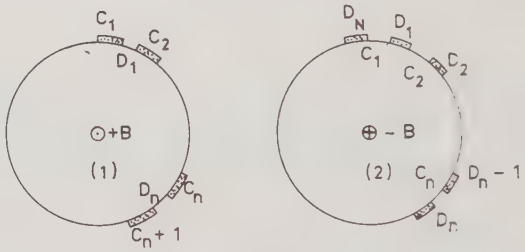


Fig. 24. — Multipôles complémentaires.

Soient ψ_n et ψ_{n+1} les valeurs constantes de ψ sur les inter-contacts D_n et D_{n+1} ; le courant recueilli par le contact C_n est :

$$i_n = (\psi_n - \psi_{n-1})\,d \qquad (28)$$

La forme particulière des conditions aux limites fait que cette relation (28) s'écrit en notation complexe dans le plan de Fresnel :

$$\bar{i}_n = 2\,d \sin p \frac{\pi}{N} \bar{\psi}_n \exp j \left(\frac{\pi}{2} - p \frac{\pi}{N} \right) \qquad (29)$$

Considérons maintenant les deux fonctions complexes :

$$\vec{U'} = \frac{j \vec{\psi}}{\sigma \cos \theta_H}$$

$$\vec{\psi'} = j \sigma \cos \theta_H \vec{U}$$

(4) Etude poursuivie dans le cadre d'un contrat avec le Centre National d'Études Spatiales.

Le potentiel $u' = R_e \vec{U}'$ satisfait bien à l'équation de Laplace et $\vec{\psi}'$ est la fonction de courant complexe associée puisqu'on a la relation :

$$\vec{\psi}' = \sigma \cos \theta_H \vec{U}' \exp j \theta_H \quad (30$$

La comparaison de (27) et (30) montre que l'angle θ_H est remplacé par $-\theta_H$; donc $\vec{U}'$ et $\vec{\psi}'$ sont relatifs à un disque semi-conducteur placé dans un champ d'induction $-\vec{B}$. Or, avec cette nouvelle répartition de potentiel $\vec{U}'$, les contacts c_n sont des lignes de courant puisque, sur le n^{ieme} contact, ψ' prend la valeur constante :

$$\bar{\psi}'_n = \sigma \cos \theta_H \bar{u}_n$$

De plus les inter-contacts D_1 à D_N sont des zones équipotentielles portées aux N tensions polyphasées consécutives

$$\bar{u}'_n = -\frac{\bar{\psi}'_n}{\sigma \cos \theta_H}$$

Le courant recueilli sur une zone D_n s'écrit d'une façon identique à (28) et (29) :

$$\bar{i}'_n = (\bar{\psi}'_{n+1} - \bar{\psi}'_n)\, d$$

soit :

$$\bar{i}'_n = 2\, d \sin p \frac{\pi}{N} \bar{\psi}'_n \exp j \left(\frac{\pi}{2} + p \frac{\pi}{N}\right)$$

d'où l'on tire :

$$\bar{i}_n \cdot \bar{i}'_n = \bar{u}_n \cdot \bar{u}'_n \cdot 4 \sigma^2 d^2 \cos^2 \theta_H \sin^2 p \frac{\pi}{N}$$

Les admittances $\bar{Y}_\lambda^+$ et $\bar{Y}_{1-\lambda}$ des deux disques complémentaires de la figure 24 sont donc liées par la relation :

$$\bar{Y}_\lambda^+ \cdot \bar{Y}_{1-\lambda} = 4 \sigma^2 d^2 \cos^2 \theta_H \sin^2 p \frac{\pi}{N} \quad (31)$$

Donc, deux disques identiques aux précédents, mais placés dans le même champ magnétique $\vec{B}$, ont des admittances $Y_\lambda^+ \exp j \varphi_\lambda$ et $Y_{1-\lambda} \exp j \varphi_{1-\lambda}$ dont les modules et les arguments sont liés par les relations :

$$Y_\lambda^+ \cdot Y_{1-\lambda} = 4 \sigma^2 d^2 \cos^2 \theta_H \sin^2 p \frac{\pi}{N} \quad (32)$$

$$\varphi_\lambda = \varphi_{1-\lambda} \quad (33)$$

Dans le cas particulier où les zones conductrices et isolantes sont égales ($\lambda = 0{,}5$) les modules de ces impédances, qui sont égaux, s'écrivent :

$$Y^+_{0,5} = 2\, d\, \sigma \cos \theta_H \sin p \frac{\pi}{N} \quad (34)$$

alors que la relation (33) tend à prouver que c'est pour cette valeur particulière de λ que le déphasage optimal est obtenu.

Notons enfin que les relations (32), (33) et (34) sont encore valables pour des multipôles réguliers de forme non nécessairement circulaire.

Annexe II

Influence des courants de Foucault sur le coefficient de surtension d'un bobinage imprimé

Le bobinage du circuit imprimé de la figure 10 est un bobinage à pas diamétral dont les conducteurs des $q = 18$ phases sont répartis en deux couches. La figure 25 représente un développement plan d'un double pas polaire du circuit, compris entre deux faces F et F' d'un matériau magnétique de grande perméabilité. Nous supposerons négligeable l'inclinaison des conducteurs.

Ainsi les conducteurs de la $K + 1^{ieme}$ phase parcourus par le courant $i_0 \exp j K \frac{2\pi}{q}$ comprennent, d'une

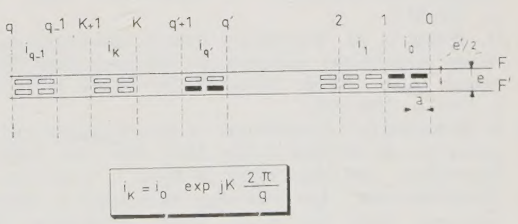


Fig. 25. — Coupe d'un rotor imprimé.

part les $N' = 2$ conducteurs de la couche supérieure de la zone du bobinage comprise entre les abscisses repérées K et $K + 1$ et, d'autre part les N' conducteurs de la couche inférieure de la zone de bobinage comprise entre les abscisses $K + q'$ et $K + q' + 1$ où $q' = q/2$.

Un calcul analogue à celui qui intervient pour les conducteurs situés dans les encoches des grandes machines électriques conduit alors [6] à l'expression suivante pour l'impédance cyclique $\overline{Z}$ du bobinage imprimé :

$$\overline{Z} = [m + r + A\,s + \mathrm{j}(u + (A - 1)\,v] \,.\, r_c \qquad (35)$$

où :

$(m + 1)\,r_c$ est la résistance d'une phase mesurée en courant continu, $m\,r_c$ étant la contribution des développantes.

$$A = \frac{N'^2}{2} \operatorname{cotg}^2 \pi/q + \frac{N'^2}{6} + \frac{1}{3}$$

r, u, s et v sont donnés par les formules classiques [20] suivantes, en fonction de $\delta = a \sqrt{\frac{\mu_0\,\omega\,\gamma\,e'}{2\,e}}$

(μ_0 perméabilité, γ conductivité)

$$r = \delta \frac{\operatorname{sh} 2\delta + \sin 2\delta}{\operatorname{ch} 2\delta - \cos 2\delta}$$

$$u = \delta \frac{\operatorname{sh} 2\delta - \sin 2\delta}{\operatorname{ch} 2\delta - \cos 2\delta}$$

$$s = \delta \frac{\operatorname{sh} \delta - \sin \delta}{\operatorname{ch} \delta + \cos \delta}$$

$$v = \delta \frac{\operatorname{sh} \delta + \sin \delta}{\operatorname{ch} \delta + \cos \delta}$$

Ainsi le coefficient de surtension du rotor

$$\alpha = \frac{u + (A - 1)\,v}{m + r + A\,s} \qquad (36)$$

apparaît comme une fonction des deux paramètres :

- δ qui caractérise la dimension d'un conducteur par rapport à l'effet de peau,
- A qui est lié au nombre de conducteurs N'_q sous un pas polaire.

Bibliographie

[1] R. BONNEFILLE ; Contribution à l'étude théorique et expérimentale de l'effet Hall en champ électrique tournant. *Thèse* de doctorat ès Sciences physiques, juin 1963, Paris.

[2] L. GODEFROY ; *Eléments de statistique quantique appliquée à la thermodynamique isotherme.* Edité par Dunod (Monographies), Paris 1965.

[3] C.-H. CHAMPNESS ; The transverse magnetoresistance effect in indium antimonide. *J. electronics and control,* mars 1958, t. 1, n° 3, p. 201-218.

[4] R. BONNEFILLE et G. QUICHAUD ; Etude d'un multipôle à effet Hall. *Rev. Gén. Elect.,* décembre 1962, t. 71, p. 535-543.

[5] R. BONNEFILLE ; Principe et projet de réalisation d'un moteur d'induction monophasé à effet Hall. *Bull. Société française des Electriciens,* novembre 1962, 8e série, t. 3, p. 573-583.

[6] G. QUICHAUD ; Applications à l'électrotechnique des phénomènes magnétoélectriques dans les semi-conducteurs. *Thèse* de doctorat ès Sciences appliquées, Paris 1966.

[7] J. HAEUSLER ; Der Widerstand und das Feld eines rechteckigen Hall-Plättchens. *Z. Naturforsch,* 1962, 17 a, p. 506-513.

[8] H. WEISS et M. WILHELM ; Indium antimonid mit gerichtet eingebauten electrisch gut leitenden Einschlüssen : System In Sb - Ni Sb. *Zeitschrift für Physik,* n° 4, 1963, t. 176, p. 399-408.

[9] R. BONNEFILLE ; Constitution et caractéristiques de deux prototypes de moteurs à effet Hall. *Bull. Soc. franç. des Electriciens,* décembre 1964, 8e série, t. 5, p. 1-4.

[10] HENRY-BAUDOT ; Les machines électriques à bobinages imprimés. *Bull. Sci. Assoc. Ingén. Montefiore (AIM),* mars 1960, t. 73, p. 119-139.

[11] SOCIÉTÉ PHILIPS ; Moteur à courant continu sans collecteur à démarrage automatique. *Brevet* N° 1 389 181, mars 1964.

[12] COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL ; Moteur à courant continu utilisant l'effet Hall. *Brevet* N° 1 388 848, décembre 1963.

[13] T.-G. WILSON et P.-H. TRICKEY ; D.C. machine with solid state commutation. *Elect. Engng,* novembre 1962, t. 81, p. 879-884.

[14] S. MIYAIRI et Y. TUNEHIRO ; The characteristics of commutatorless motor with semiconductor rectifier inverter. *Proc. Inter. Conf., non linear Magnet.* Washington 1963, p. 1141-1145.

[15] I.-E. ORCHINNIKOV et N.-I. LEBEDEV ; Stabilisation et commande de la vitesse d'un moteur à courant continu sans contacts. *Elektrichestvo,* février 1965, p. 46-48.

[16] KABUSHIKI KAISHA HITACHI SEISSAKUSCHO (Japon) ; Moteur électrique sans balais à courant continu contrôlé par effet Hall. *Brevet* N° 1 371 005.

[17] O. BAUERLEIN ; A brushless D.C. motor with solid state commutation. *IRE International Convention.* Record 1962, part VI, p. 184.

[18] G. QUICHAUD et R. BONNEFILLE ; Principe d'un moteur hétéropolaire à courant continu sans collecteur. *Journal de Physique* (physique appliquée), janvier 1965, t. 26, p. 22 A - 24 A.

[19] R. BECHTELL, W. GRANNEMANN et B.-J. HARPER ; D.C. to A.C. conversion using magnetorésistance. *Solid State Electronics,* mai 1964, t. 7, p. 357-362.

[20] G. KOUSKOFF ; Construction de machines électriques. *Cours E.N.S.E.M.,* Nancy 1952.

S.N. MERCURE, 4, place Franz Listz - Paris (10e)

Imprimerie de l'Indre - Argenton-sur-Creuse (Indre)